

УДК 537.52

ЭКСПЕРИМЕНТЫ С СИЛЬНОТОЧНОЙ ИМПУЛЬСНОЙ ДУГОЙ

С. Г. Алиханов, И. К. Конкашбаев, В. С. Эстрин

Исследовалась импульсная сильноточечная дуга в водороде. Показано, что после неустойчивой начальной стадии разряд становится устойчивым, но характеризуется большим количеством примесей. Определено, что в максимуме тока половина газокINETического давления плазмы удерживается за счет пинч-эффекта. Измеренные параметры плазмы $n_i \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $T_{\text{max}} \approx 2 \cdot 10^5 \text{ К}$. Исследование энергетического распада дает основание предполагать сильную запертость излучения многозарядными ионами примесей.

Исследование сильноточных дуг представляет значительный интерес в связи с возросшим вниманием к плотной высокотемпературной плазме [1, 2]. При пропускании больших токов через плазму дуги магнитное давление оказывается значительным, что приводит к новому виду разряда, промежуточного между обычной дугой и пинчем. В этой области имеется ряд работ [3, 4], однако физика явлений, происходящих в сильноточной дуге, далеко не ясна.

Нижеописанный эксперимент имел целью получить некоторые дополнительные сведения о свойствах высокотемпературной плотной плазмы.

Экспериментальная установка и методика исследований. Установка для исследования дуги состояла из батареи конденсаторов ИМ-150-5, вакуумного разрядника, разрядной камеры и измерительной аппаратуры. Ток разряда имел максимальное значение $150 \div 300 \text{ кА}$ и практически затухал в течение первого полупериода ($50 \div 100 \text{ мксек}$).

Разрядная камера (рис. 1) представляла собой стальной цилиндр, в который вставлена фарфоровая трубка с внутренним диаметром 50 мм и длиной 150 мм. На стальные или медные электроды диффузионной сваркой наваривались диски из тугоплавких материалов. Выбор оптимального предварительного обжата фарфоровой трубы позволил создать камеры, многократно выдерживавшие разряды с максимальной энергией. Начальное давление газа (водорода) варьировалось от 1 до 200 мм рт. ст. Для предварительной ионизации газа использовался тлеющий разряд (ток 1а), зажигаемый при давлении водорода $1 \div 2 \text{ мм рт. ст.}$ с последующим напуском газа до необходимой концентрации.

Производилось измерение тока разряда, падения напряжения на камере и в средней части разряда, импульсного давления в камере и составляющих магнитного поля у стенок. Кроме этого, снималась спектрограмма в видимой области спектра с разверткой во времени и производилась киносъемка СФР начальной стадии разряда.

Активное сопротивление столба плазмы определялось из соотношения

$$R = \frac{U}{I} - L \frac{d \ln I}{dt}$$

Величина индуктивности оценивалась исходя из предположения о равномерном распределении плотности тока по сечению разряда. Ошибка в

определении величины R за счет такого упрощения не могла быть существенной, так как доля индуктивного сопротивления в данном эксперименте невелика.

Была предпринята попытка продлить измерение проводимости в области распадающейся плазмы, для чего через разрядную камеру пропус-

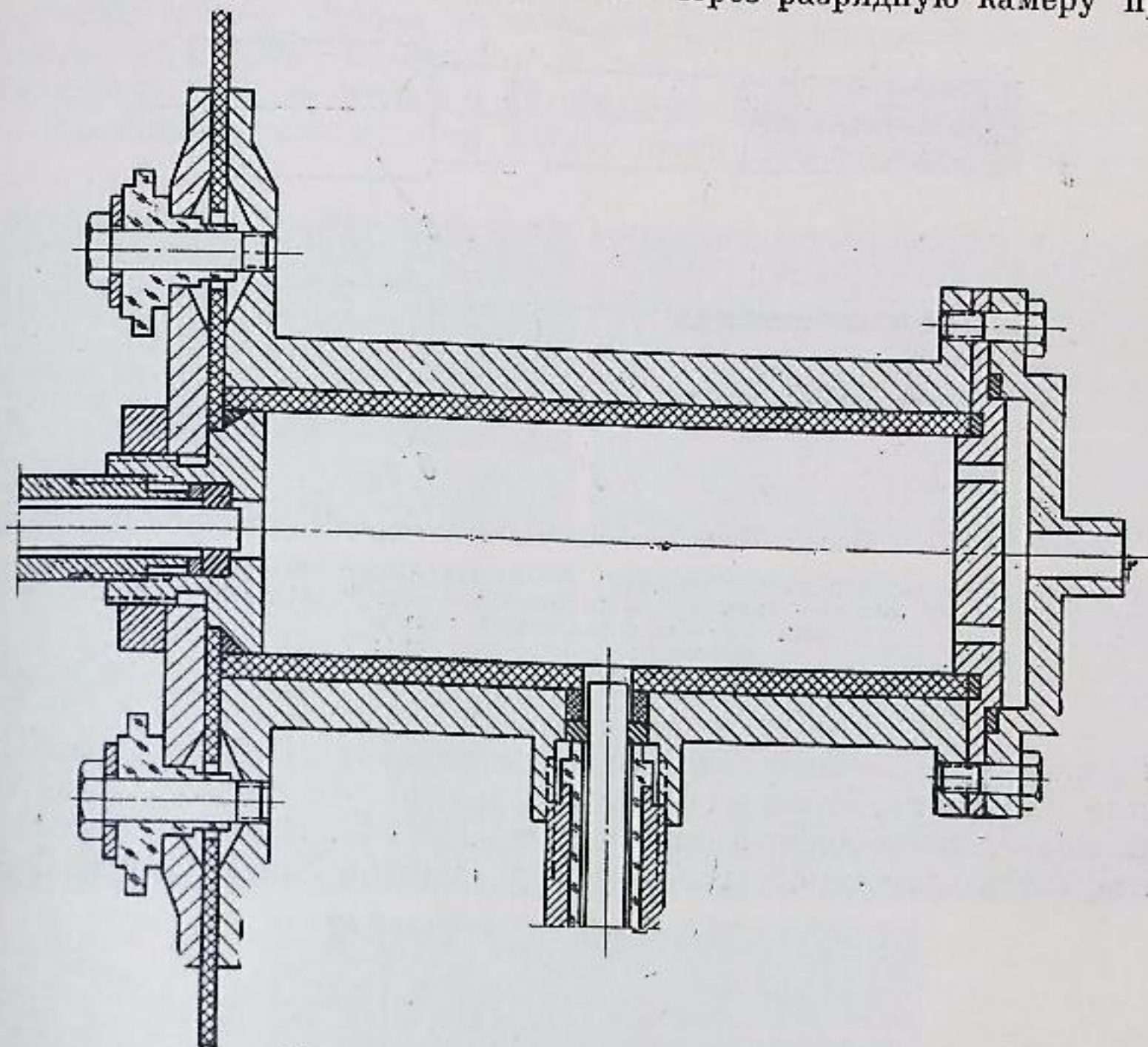


Рис. 1. Разрядная камера

кался «измерительный» ток от отдельной конденсаторной батареи (рис. 2, C_2). При этом мощность, вносимая в плазму измерительным током, составляла не более 5% от мощности потерь, определяемой по времени распада. Основной разряд создавался на участке спада измерительного тока. В этом эксперименте ток измерялся с помощью шунта, изготовленного в виде шинпровода с повышенным активным сопротивлением (нержавеющая сталь).

Магнитное поле в пристеночной области измерялось магнитными зондами, изготовленными в виде многослойных катушек размером $3 \times 5 \text{ мм}$ и изолированными от плазмы кварцевой трубкой. Четыре зонда размещались симметрично в плоскости, перпендикулярной оси камеры, на равных расстояниях от оси. Кривые азимутальной составляющей магнитного поля в этих точках, измеренные зондами, позволили определить положение токового шнура в камере в различные моменты времени.

ГазокINETическое давление в камере во время разряда измерялось пьезоэлектрическими датчиками одновременно на оси и в пристеночной области. Размещение датчиков на камере видно из рис. 1. Датчики вместе с измерительной аппаратурой находились под плавающим потенциалом и электрически не изолировались от плазмы.

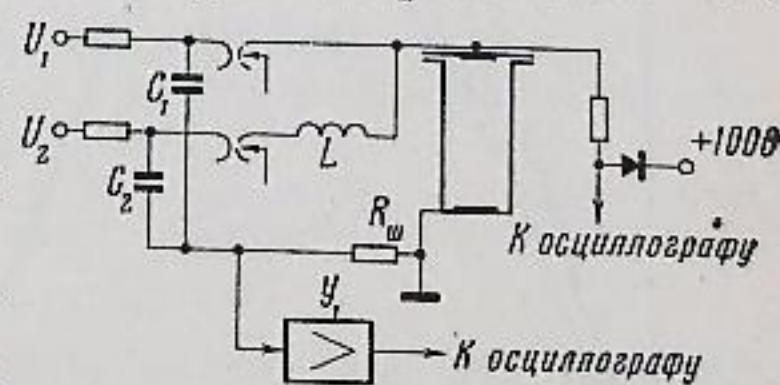


Рис. 2. Принципиальная схема измерения проводимости распадающейся плазмы

U_1 — усилитель-ограничитель; $C_1 = C_2 = 7 \cdot 10^{-3} \text{ ф}$, $L = 6 \cdot 10^{-6} \text{ гн}$, $R_{\text{ш}} = 10^{-3} \text{ ом}$

Проверка частотных свойств и чувствительности датчиков производилась на ударной трубе при величине перепада давлений $1 \div 2$ атм. Для калибровки использовался также и метод падающего груза. Масса груза и высота его падения выбирались таким образом, чтобы величина давле-

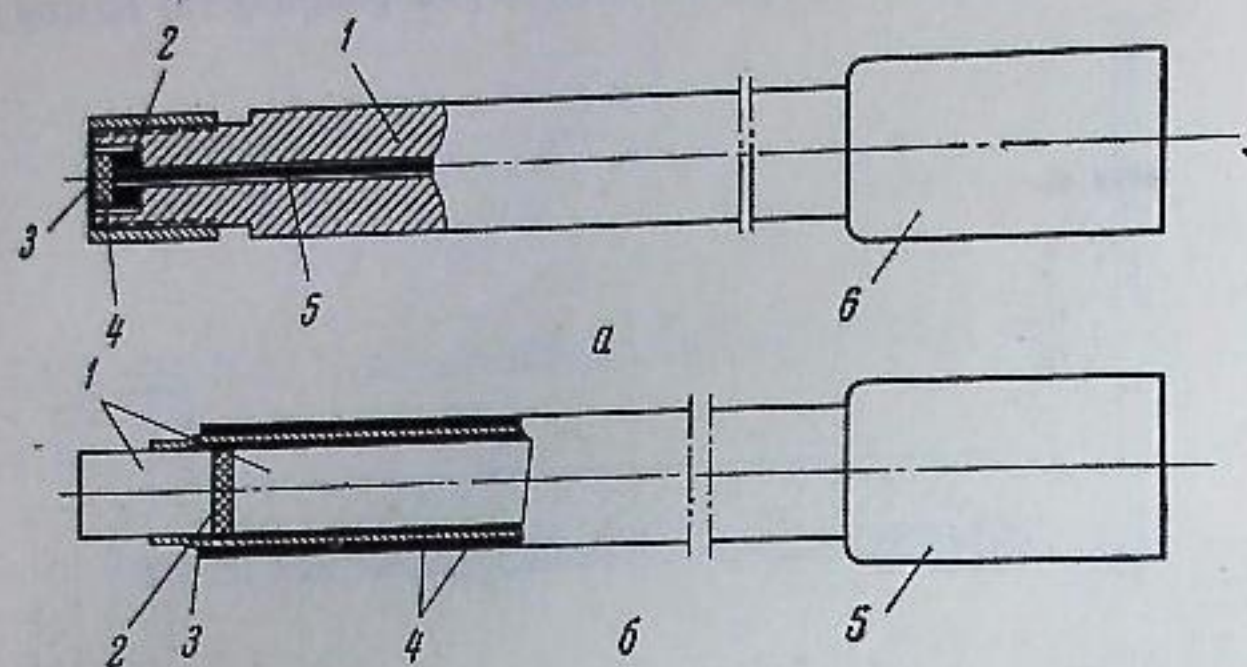


Рис. 3. Конструкция пьезодатчиков

а: 1 — металлический стержень; 2 — пьезоэлемент; 3 — медная фольга 0,1 мм; 4 — изоляция из керамики; 5 — внутренний проводник; 6 — высокочастотный разъем.
б: 1 — металлические стержни; 2 — пьезоэлемент; 3 — фольга; 4 — изоляция; 5 — высокочастотный разъем

ния и длительность воздействия его на датчик были близки к реальным условиям измерений. В качестве пьезоэлементов применялись пластинки титаната бария и пьезокерамики состава КНБС-47. Как показали эксперименты, эти пьезоматериалы обладают достаточно линейными свойства-

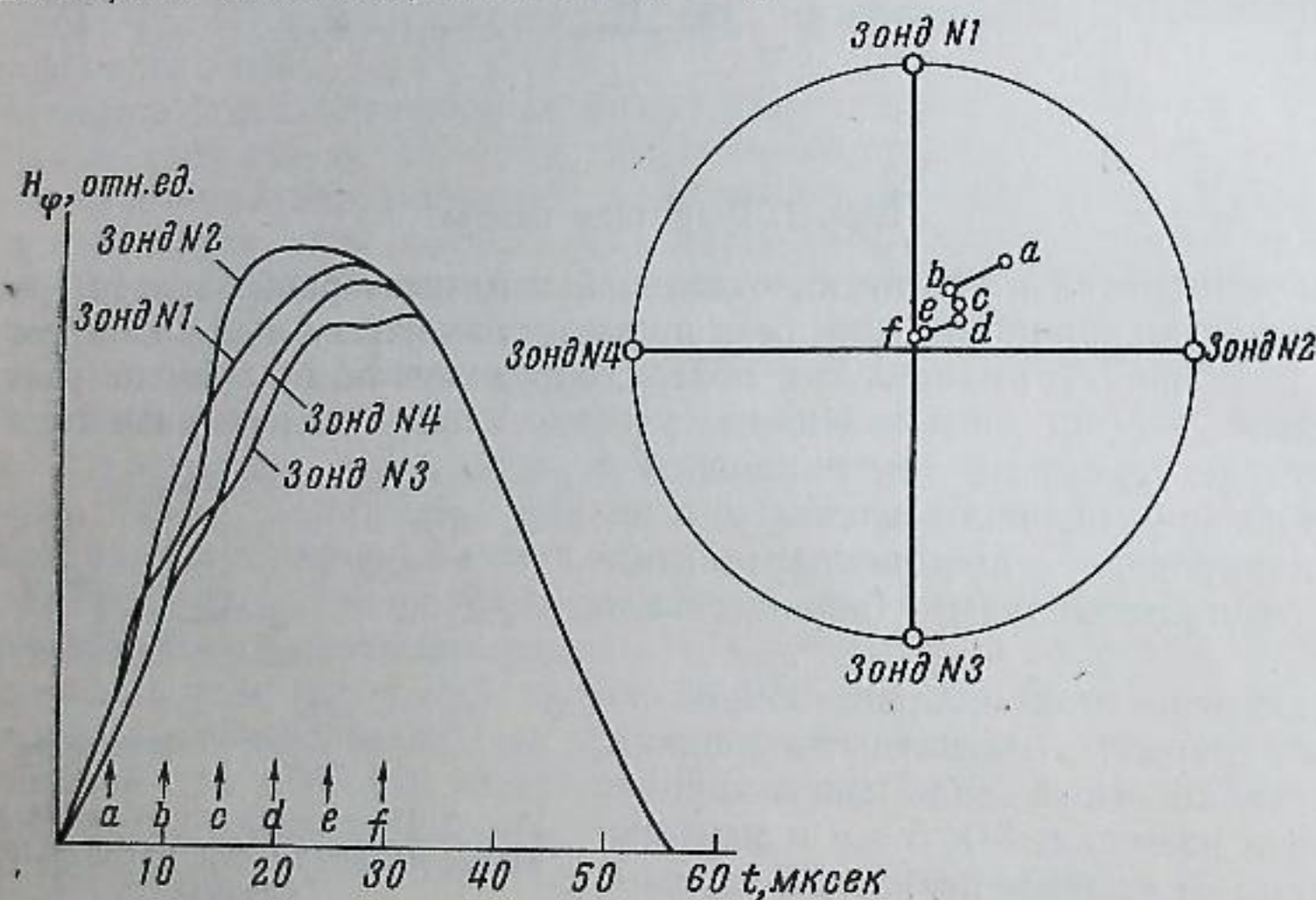


Рис. 4. Азимутальная составляющая магнитного поля H_ϕ (слева) и положение токового шнура в различные моменты времени (справа)

ми в интересующем нас интервале амплитуд и длительностей импульсов давления. При измерении давлений порядка десятков атмосфер и выше использовались также кварцевые пьезоэлементы (x -срез).

Особенностью измерения давления плазмы в данном эксперименте были большие мощности тепловых потоков на датчик, что могло вызвать механические деформации датчиков, искажающие результаты измерений. Были изготовлены два конструктивных варианта пьезодатчиков (рис. 3а,

б). Большая часть измерений выполнена датчиком, представленным на рис. 3а. Для защиты от нагрева на торцевую поверхность этого датчика наносился тонкий слой воска. Датчик, изображенный на рис. 3б, обладает высокой теплостойкостью, но более чувствителен к методу закрепления и уплотнения его на камере. Результаты измерений давления датчиками разных конструкций совпадают.

Результаты эксперимента и их обсуждение. Как показывают измерения составляющих магнитного поля у стенок (рис. 4а, б) и киносъемка

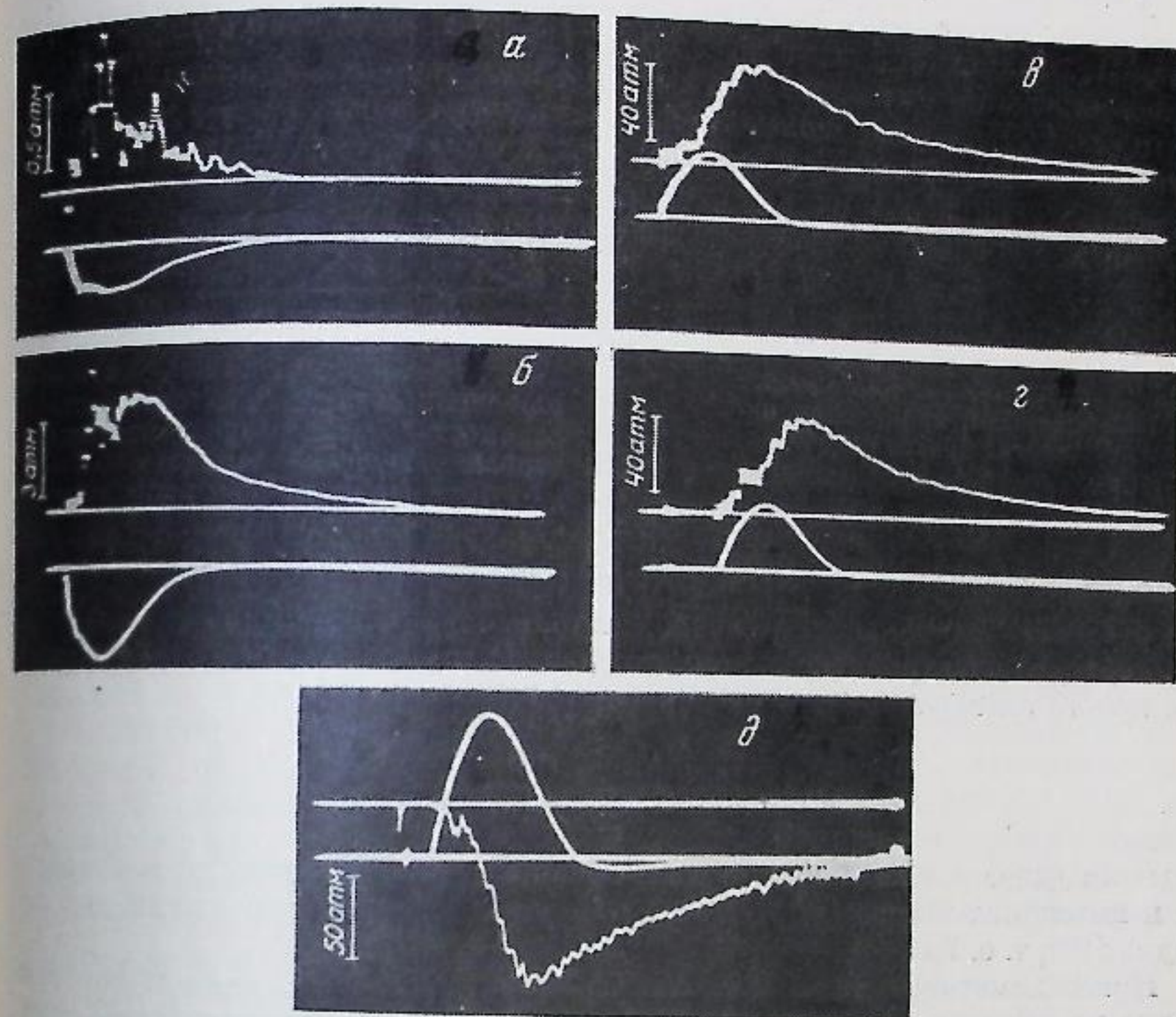


Рис. 5. Осциллограммы тока (нижний луч) и давления у стенки камеры (верхний луч) при различных амплитудах тока I_{\max} и начальных давлениях водорода P . Длительность развертки 500 мксек

а — $I_{\max} = 24$ кА, $P = 1$ мм рт. ст.; б — $I_{\max} = 80$ кА, $P = 1$ мм рт. ст.; в — $I_{\max} = 170$ кА, $P = 1$ мм рт. ст.; г — $I_{\max} = 300$ кА, $P = 80$ мм рт. ст.

разряда СФР, в начальной стадии разряд нестабилен, извивающийся шнур тока перемещается по сечению камеры. При максимальном токе $150 \div 200$ кА продолжительность этой стадии разряда составляла ~ 20 мксек, после чего образовывался устойчивый столб плазмы. Момент перехода к устойчивой форме разряда хорошо заметен на осциллограмме пристеночного давления (рис. 5б). При более слабых токах неустойчивость, по-видимому, сохраняется в течение всего времени разряда (рис. 5а).

Спектрографические измерения показали, что в начале разряда наблюдаются линии поглощения ионов тяжелых элементов, а вторая стадия разряда (устойчивый столб) характеризуется сплошным излучением с эффективной температурой пристеночной области разряда ~ 1 эв. Варьирование начального давления водорода в пределах $1 \div 200$ мм рт. ст. не оказывало заметного влияния на проводимость полученного столба плазмы и его газокинетическое давление (рис. 5в, г).

На основании этих данных можно представить следующую картину развития разряда. Очевидно, наличие небольшого количества водорода влияет только на начальную стадию развития. Очень нестабильный шнур разряда за счет излучения и прямого контакта со стенками испаряет значительное количество материала стенок и электродов, разваливается, и в дальнейшем разряд идет в парах этих элементов, образуя устойчивый плазменный столб с относительно равномерным распределением тока по сечению столба.

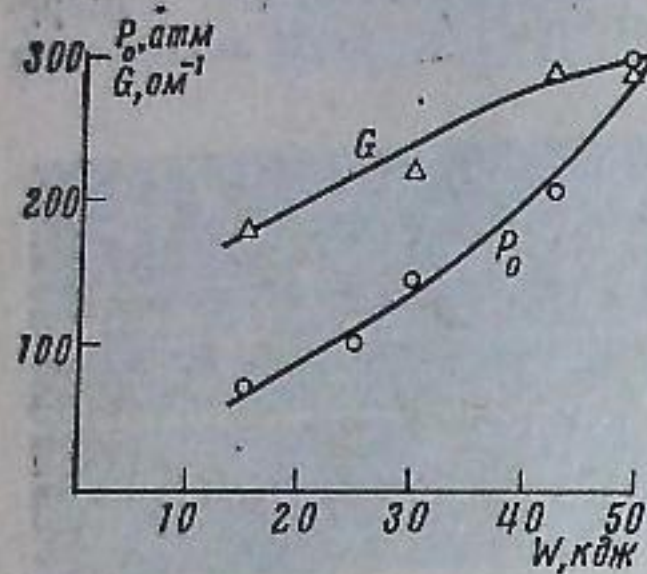


Рис. 6. Зависимость максимальной проводимости и давления на оси от энергии разряда ($W \approx \approx CU_0^2/2$)

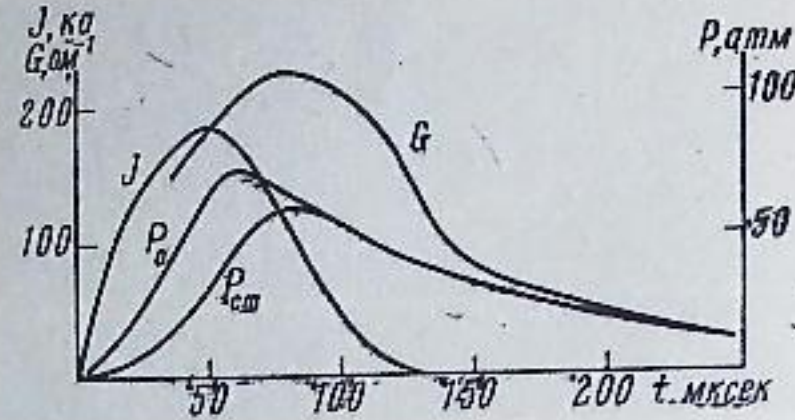


Рис. 7. Давление на оси P_0 и в пристеночной области $P_{ст}$, ток I и проводимость G при разряде конденсаторной батареи емкостью $C = 7 \cdot 10^{-3} \text{ ф}$ и начальном напряжении на конденсаторах $U_0 = 2 \text{ кв}$

Одним из основных параметров, характеризующих плазму, является температура электронного и ионного газа. В случае теплового равновесия это просто температура плазмы. Грубая оценка дает [5]

$$\frac{T_e - T_i}{T} \sim \frac{j^2 m_i}{e^2 n^2 T}$$

(здесь и далее все величины — в гауссовой системе единиц, но температура и потенциал ионизации — в эв). В наших условиях это отношение порядка 10^{-4} , т. е. $T_e = T_i = T$.

Прямых методов измерения температуры плазмы в данном эксперименте не имелось. Поэтому воспользуемся для оценки температуры измерением проводимости столба плазмы.

На рис. 6 показана зависимость максимальной проводимости и давления на оси разряда от вложенной в разряд энергии. Проводимость столба плазмы относительно слабо возрастает с увеличением энергии, что, по-видимому, является следствием роста потерь на ионизацию и увеличения концентрации примесей за счет испарения со стенок и электродов.

Для вычисления удельной проводимости σ необходимо найти эффективное сечение столба, которое можно определить как

$$S_{эфф} = \frac{l^2}{2(P_0 - P_{ст})}, \quad (1)$$

где P_0 и $P_{ст}$ — давление плазмы у стенок и на оси разряда (рис. 7). Продольная составляющая электрического поля E_z , измеренная электрическими зондами в средней части разряда, оказалась в $2 \div 2,5$ раза меньше, чем $E_{ср} = U/l$. Таким образом, для учета влияния более холодных приэлектродных областей нужно ввести коэффициент 2 в величину удельной проводимости.

Для полностью ионизованного газа

$$\sigma = 1,76 \cdot 10^{13} \frac{T^{3/2}}{Z/\ln \Lambda}, \quad (2)$$

где $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм; $\bar{Z} = \sum n_z Z^2 / \sum n_z Z$. Поскольку $\sum n_z Z^2$ неизвестно, заменим его средним числом электронов на ион

$$\bar{Z}_1 = \frac{\sum n_z Z}{\sum n_z},$$

которое определим по формуле [6]

$$I \left(\bar{Z}_1 + \frac{1}{2} \right) = T \ln \frac{7,5 \cdot 10^{27} T^{3/2}}{\bar{Z}_1 n}, \quad (3)$$

где $I(\bar{Z}_1)$ — потенциал ионизации. Эта замена не приводит к большой ошибке, так как потенциал ионизации Z -го электрона для всех элементов примерно одинаков. Ошибка могла бы возникнуть за счет повышенного содержания элементов с $Z < \bar{Z}_1$ или элементов с заполненной оболочкой, чего заведомо нет.

Функция $I(\bar{Z}_1)$ получена усреднением по элементам, присутствующим в разряде. Следует отметить, что уравнения (2) и (3) нужно решать совместно относительно \bar{Z} и T , однако подобрать пары \bar{Z} и T нетрудно. Произведенная таким образом оценка в максимуме тока дает $\bar{Z} \approx 6$ и $T \approx 20 \text{ эв}$. Поскольку при этом измеренная величина давления находится в пределах $100-300 \text{ атм}$, плотность ионов получается порядка 10^{18} см^{-3} .

Характерной особенностью сильноточного разряда в наших условиях является сравнительно медленный спад давления (рис. 5) и проводимости (рис. 7). Время спада давления возрастает при увеличении тока разряда и достигает нескольких сотен микросекунд при токах 300 ка и более. Поскольку в оптически прозрачной плазме время распада было бы менее 1 мксек , то для объяснения этого факта мы предположили сильную запертость излучения, что существенно уменьшает радиационные потери из плазмы и, следовательно, увеличивает время распада. Хотя исследование радиационной прозрачности прямыми методами не проводилось, можно показать, что такая «грязная» плазма непрозрачна в интервале частот квантов, наиболее важном для переноса энергии излучением. Если излучение заперто, то существуют два конкурирующих механизма охлаждения: лучистая теплопроводность и обычная электронная. Однако оценка характерных времен спада температуры показывает, что лучистая теплопроводность играет доминирующую роль.

Для нахождения длины пробега излучения в сплошном спектре воспользуемся приближенной формулой [6]

$$\bar{l} = \frac{1,84 \cdot 10^{37} T^{1/2}}{n_i^2 Z(Z+1)^2} \left(\frac{T}{\bar{l}} \right), \quad (4)$$

где \bar{l} — средний потенциал ионизации.

Длина пробега $\bar{l} \sim 10^{-1} \text{ см}$ для температуры 1 эв и резко увеличивается с температурой. Следовательно, излучение для слоев с температурой около 1 эв заперто за счет сплошного спектра. Что же касается излучения слоев с температурой больше 1 эв , то оно заперто за счет дискретного спектра.

Линии поглощения многозарядных ионов расположены в диапазоне энергии $0-200 \text{ эв}$, ибо потенциал ионизации порядка $10 T$. Этот же диапазон энергий важен и для переноса энергии излучением, так как весовая функция de_v/dT , по которой производится росселандово усреднение, имеет острый максимум при $4hv/kT$. В нашем случае ширина линий определяется в основном квадратичным эффектом Штарка. Величину этого расширения оценим по формуле [7]

$$\Delta v = \frac{2}{\tau_{ст}}, \quad (5)$$

где $\tau_{ст}$ — время столкновения поглощающих частиц с частицами, уширяющими уровни, т. е. с электронами и ионами. Так как основной вклад в

ядро линии вносят пролеты электронов внутри радиуса Вайскопфа, то в качестве характерного времени упиряющихся соударений естественно взять время упругих соударений электронов с ионами [5], что может только за- низить полуширину линии

$$\tau_{sl} \lesssim \tau_{ei} = \tau_{ee} = \frac{3 \sqrt{m_e T^{3/2}}}{4 \sqrt{2\pi} \lambda e^4 Z^2 n_i} \quad (6)$$

Для наших параметров T и Z получается $\Delta\nu \sim 10^{13}$, что соответствует ширине линий порядка 0,1 эв. Оценка показывает, что в диапазоне энергий 0—200 эв имеется около 50—500 линий на ион. Например, для литий-подобных ионов это число порядка 100, а для гелийподобных — порядка 500, учитывая мультиплетность и срезание верхних уровней. Поскольку плазма состоит из различных ионов ($Z = 5 \div 6$) многочисленных элементов и линии расположены «случайным образом», то можно считать, что весь интересующий нас диапазон энергий квантов перекрыт слившимися линиями.

Определим среднее сечение поглощения, воспользовавшись формулой [6]

$$\sum_{n'} \int_0^{\infty} \sigma_{nn'} d\nu = 2,64 \cdot 10^{-2} \sum_{n'} f_{nn'} \quad (7)$$

Приняв $\sum_{n'} f_{nn'} \approx 1$ (что занижено) и усредняя по интервалу энергий 0—200 эв, получим среднее сечение поглощения

$$\bar{\sigma} = \frac{\int \sigma dE}{200} \sim 10^{-18} \text{ см}^2. \quad (8)$$

Для $T = 20$ эв и $p = 100$ атм это дает длину пробега излучения $l \sim 10^{-1}$ см.

Характерное время спада температуры при охлаждении лучистой теплопроводностью [6]

$$t_r \sim \frac{\Lambda^2}{\chi_\nu}, \quad (9)$$

где Λ — характерный размер; $\chi_\nu = D_\nu (c_\nu / c_p)$ — коэффициент теплопроводности; c_ν, c_p — теплоемкости соответственно излучения и вещества. Для изолированной линии перенос энергии происходит в основном за счет излучения квантов в крыльях линии с большой длиной пробега [8], но, так как линии предполагаются слившимися, необходимо брать коэффициент диффузии квантов в ядре линии

$$D_\nu \sim \frac{l^2}{\tau_r}, \quad (10)$$

где τ_r — время жизни квантов (порядка 10^{-8} сек.). Учитывая в c_p -потенциальную энергию ионизации, получим для $l \sim 10^{-1}$ см и средней температуры 10 эв

$$t_r \sim 10^{-4} \text{ сек.} \quad (11)$$

Характерное время охлаждения электронной теплопроводностью

$$t_e \sim \frac{\Lambda^2}{\chi_e} \sim 10^{-3} \text{ сек.} \quad (12)$$

Таким образом, время спада температуры при охлаждении лучистой

теплопроводностью по порядку величины совпадает с временем спада проводимости.

Время спада давления находится из следующих соображений. Разделим камеру условно на две области: горячую с температурой больше 1 эв, где излучение заперто, и пристеночную, заполненную холодными парами, температура которых определяется температурой стенок. Время спада давления зависит от того, какая часть энергии, переносимой излучением из горячей области в пристеночную, переходит в газокINETическую энергию: Диффузия излучения в горячей области не приводит к падению давления, так как в интервале температур от одного до десятков электронвольт отношение потенциальной энергии (в виде энергии ионизации) к газокINETической постоянно и равно ~ 5 , в то время как в пристеночной области это отношение ~ 10 . Соответственно характерное время спада давления вдвое больше характерного времени спада температуры $t_r \sim 10^{-4}$ и равно $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ сек., что по порядку величины удовлетворительно согласуется с экспериментом.

Авторы выражают благодарность Г. И. Будкеру за поддержку, В. Г. Белану, А. В. Комину, А. А. Подминогину, В. А. Полякову, Б. П. Санникову, Ю. А. Якоби за помощь в осуществлении экспериментов.

Институт ядерной физики
Сибирского отделения Академии наук СССР

Поступила в редакцию
15 I 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Alfvén, E. A. Smars. Nature, 188, 1961.
2. J. G. Linhart, H. Knoepfen, G. Gourlan. Nuclear fusion, Suppl., p. 2, 1962.
3. H. Alfvén, G.-G. Falthammar, R. B. Johansson, E. A. Smars, B. Wilner, E. Witalis. Nuclear fusion, Suppl., p. 1, 1962.
4. Е. С. Боровик, Р. В. Митин, Ю. Р. Князев. Ж. техн. физики, 31, № 11, 1961.
5. С. И. Брагинский. Сб. «Вопросы теории плазмы», 1. Изд-во АН СССР, 1963.
6. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Ударные волны и высокотемпературная плазма, М., 1963.
7. В. А. Амбарцумян и др. Теоретическая астрофизика, М., 1952.
8. С. И. Брагинский, Г. И. Будкер. Сб. «Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций», 1. Изд-во АН СССР, 1958.